PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 11. 9. December 1899. 1. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen.

K. Ångström, Über eine objektive Darstellung der Hysteresis-Kurven bei Eisen und Stahl. S. 121.

W. Ludwig, Einige elastische Eigenschaften von gekühltem und ungekühltem Jenenser Glas 16III. S. 124.

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Kasan (Direktor D. A. Goldhammer). No. 1. M. S. Segel, Über die Anwendung der Interferenzstreifen zur Untersuchung der elastischen Biegung weicher Körper. S. 126.

R. Wachsmuth und C. Bamberger, Widerstandsmessungen an Spiralen aus Wismut und Antimon. S. 127.

Zusammenfassende Bearbeitungen.

W. Voigt, Neuere Untersuchungen über die optischen Wirkungen eines Magnetfeldes II. Teil. S. 128.

Vorträge und Discussionen von der 71. Naturforscherversammlung zu München:

11. A. Wüllner, Über die Spektra der Kanalstrahlen und der Kathodenstrahlen. S. 132.

12. L. Fomm, Elektrische Abbildungen. S. 134.

Besprechungen.

Grundriss der allgemeinen Chemie von W. Ostwald, Dritte Auflage. S. 136.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über eine objektive Darstellung der Hysteresis-Kurven bei Eisen und Stahl.[1])

Von Knut Ångström.

1. Herr F. Braun scheint zuerst den sehr glücklichen Gedanken gehabt zu haben, die Kathodenstrahlen bei dem Studium von Wechselströmen und magnetischen Wechselfeldern zu benutzen.[2])

Fig. 1 zeigt ein Rohr, wie es von Geissler in Bonn nach den Angaben von Braun für solche Zwecke geliefert wird. Die von der

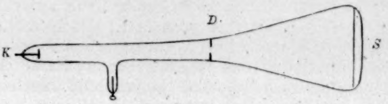


Fig. 1.

Kathode K ausgehenden Kathodenstrahlen gehen durch ein kleines Loch in dem Diaphragma D und erzeugen, wenn sie den mit phosphorescierendem Farbstoff überzogenen Schirm S am Ende des Rohres treffen, einen lebhaften Lichtfleck. Wenn zwei gegeneinander senkrechte Magnetisierungsspulen mit ihren Achsen senkrecht zur Rohrachse in der Nähe des Diaphragmas befestigt werden und jede von einem Wechselstrom gespeist wird, so erhält der Lichtfleck unter Einwirkung der zwei gegeneinander senkrecht wirkenden Kräfte eine zusammengesetzte Bewegung nach Art der Lissajouschen Kurven.

2. Indem ich einige der Versuche des Herrn Braun wiederholte, habe ich mich gefragt, ob sich nicht mit diesem Hilfsmittel die Hysteresiskurven bei Eisen und Stahl sehr gut objektiv darstellen und demonstrieren liessen, und nach einigen vorläufigen Versuchen habe ich auch eine einfache Anordnung gefunden, die in schönster Weise zum Gelingen führte.

Wenn ein Stück Eisen oder Stahl in einem magnetischen Felde, z. B. in einer langen Magnetisierungsspule, magnetisiert wird, und wir in einem rechtwinkligen Koordinatensystem die Feldstärke H als Abscisse, den induzierten Magnetismus I als Ordinate eintragen, so erhalten wir bekanntlich, wenn H Werte von $+H_1$ bis $-H_1$ abwechselnd durchläuft, eine Kurve, die wir Hysteresiskurve nennen, und welche dadurch entsteht, dass der induzierte Magnetismus des Eisens bei ab- und zunehmendem, sonst aber gleichem Werte von H nicht dieselbe Grösse annimmt. Diese Kurve und die von derselben eingeschlossene Fläche, die eine gewisse Menge von bei dem Magnetisierungscyklus verbrauchter Energie darstellt, lässt sich bei langsamer Veränderung der magnetisierenden Kraft in verschiedener Weise und ohne grössere Schwierigkeiten bestimmen. Viel komplizierter werden dagegen die Verhältnisse in schnell wechselnden Feldern.

Es treten, wie bekannt, hierbei Energieverluste nicht nur infolge des eigentlichen Hysteresisphänomens auf, sondern auch infolge Einwirkung der Foucaultschen Ströme, welche,

1) Öfversigt af Kongl. Vetenskaps-Akademiens Förhandlingar 1899. No. 4. (Mitgeteilt 12. April 1899.)

2) Wied. Ann. 60, S. 552, 1897. Elektrotechn. Ztschr., 19, S. 204, 1898. Diese letzte Mitteilung ist mir nur durch ein Referat in den Beiblättern zu Wied. Ann. 22, S. 834, 1898, bekannt.

teils von dem induzierenden Strome in der Eisenmasse erweckt und teils von dem induzierten Magnetismus selbst hervorgebracht, eine Verspätung der magnetischen Einwirkung auf die tieferen Schichten der Substanz verursachen (elektromagnetische Schirmwirkung). Versuche, diese verschiedenen Faktoren voneinander zu trennen und besonders zu studieren, sind in der letzten Zeit gemacht worden, unter anderen von den Herren Ch. Maurain[1]) und M. Wien.[2]) Von den Schwierigkeiten, mit welchen solche Untersuchungen verbunden sind, kann man sich auf Grund dieser Arbeiten eine recht klare Vorstellung bilden, und es wird einleuchten, wie wertvoll eine einfache Methode wäre, welche erlauben würde, die Verhältnisse leichter zu übersehen, sich über den Gegenstand schneller zu orientieren und die auf anderem Wege gewonnenen Resultate gewissermassen zu kontrollieren.

3. Erste Anordnung:

Die erste von mir benutzte Anordnung wird durch die Fig. 2 leicht verständlich. Die vier Spulen S, S_1, M und M_1 sind um das Dia-

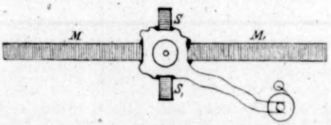


Fig. 2.

phragma herum befestigt. Die Dimensionen der Spulen sind, für S: Länge 2 cm, äusserer Durchmesser = 1,6 cm, innerer Durchmesser = 0,5 cm, Drahtstärke = 0,3 mm; für M: Länge = 20,5 cm, Windungszahl 30 per cm. Die Spulen S und S_1 sind auf Holz, M und M_1 auf Glasröhre gewickelt. Von der Stromquelle Q durchläuft der Strom nacheinander diese vier Spulen, S und S_1 (die Indikatorspulen nach Braun) in der Weise, dass die magnetische Wirkung derselben auf die Diaphragmaöffnung verstärkt wird, M und M_1 so, dass ihre Wirkung auf dieselbe aufgehoben wird. Die von S und S_1 bewirkten Ablenkungen in horizontaler Richtung sind der Stromstärke und also auch der magnetisierenden Kraft proportinal. Wird in eine der Magnetisierungsspulen ein Eisenstab eingeführt, so wird dadurch der Lichtfleck in vertikaler Richtung abgelenkt mit einer Kraft, die dem induzierten Magnetismus proportional ist, das heisst, der Lichtfleck muss unter diesen Bedingungen eine wahre Hysteresiskurve durchlaufen.

Zweite Anordnung:

Die zwei Indikatorspulen S und S_1 behalten ihre Plätze, werden nur ein wenig nach vorn und nach hinten geschoben, und die Magnetisierungsspulen M und M_1 werden parallel und in gleichen Abständen von dem Diaphragma, wie aus der Fig. 3 ersichtlich ist, aufgestellt. Die Wirkung des Stromes und des Magnetismus ist dieselbe wie bei der ersten Anordnung.

Wenn ziemlich rasch wechselnde Ströme benutzt werden, lässt sich natürlich die Bewegung des Lichtfleckes leicht mit dem Auge direkt verfolgen. Wenn man dagegen den Magnetisierungscyklus langsam durchläuft, und überhaupt wenn man die Hystersiskurven genauer messen will, ist eine photographische Aufnahme sehr vorteilhaft. Ich stelle die photographische Kamera so auf, dass die Bilder ungefähr in halber Grösse aufgenommen werden. In 10—20 Sekunden ist ein gutes Bild zu erhalten, dem nach Hervorrufung und Fixierung durch einen Projektionsapparat eine beliebige Vergrösserung gegeben werden kann. Die hier unten mitgeteilten Figuren sind direkte Zeichnungen nach den in dieser Weise hergestellten photographischen Aufnahmen.

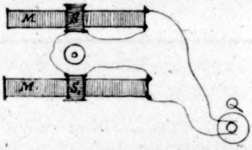


Fig. 3.

4. Als Stromquelle habe ich für den sehr langsamen Magnetisierungscyklus (die statische Hysteresiskurve) eine Accumulatorenbatterie gebraucht und durch Einführung von Flüssigkeitswiderständen und Kommutieren die Stromstärke, bez. die magnetisierende Kraft zwischen gewünschten Grenzen verändert. Wechselstrom wurde von einer kleinen Siemensschen Wechselstrommaschine (von Ducretet in Paris) für Handkraft geliefert und konnte die Wechselzahl zwischen circa 20 und 60 Wechsel per Sekunde verändert werden. Hier sollen nur einige Beispiele dieser Versuche angeführt werden. Später hoffe ich auf eine ausführlichere Behandlung und Ausmessung der Resultate zurückkommen zu können.

Fig. 4—6 sind Reproduktionen einiger der photographischen Bilder, die mit der zweiten Anordnung erhalten wurden. Die mit A, B, C und D bezeichneten Figuren beziehen sich auf verschiedene Eisenproben von im folgenden näher angegebener Beschaffenheit.

A. Stab, Länge 10 cm, Durchmesser 0,3 cm, Kohlegehalt 0,2 Proz., ausgeglüht, von Bofors in Schweden.

B. Stab, Länge 10 cm, Durchmesser 0,3 cm, Kohlegehalt 0,8 Proz., gehärtet, von Bofors in Schweden.

1) Ann. de Ch. et de Ph. (6), 14, S. 208, 1898.
2) Wied. Ann. 66, S. 859, 1898.

C. Bündel von ausgeglühten sehr weichen Eisendrähten, Länge 10 cm, Durchmesser jedes Drahtes 0,082 cm.

D. Ganz ähnliches Bündel, von einem Messingrohr umgeben. Äusserer Durchmesser des Rohres 0,48 cm, innerer 0,30 cm.

Fig. 4 giebt die statischen Hysteresiskurven an.

Fig. 5 die Kurven für einen Wechselstrom von circa 20 Wechsel per Sekunde.

Fig. 6 dieselben für circa 60 Wechsel per Sekunde.

Die maximale Stromstärke war bei allen diesen Versuchen möglichst konstant gehalten und betrug circa 2 Ampère.

In den erhaltenen statischen Hysteresiskurven lässt sich der Einfluss der Härte deutlich erkennen. Bei ganz weichem Eisen ist natürlich

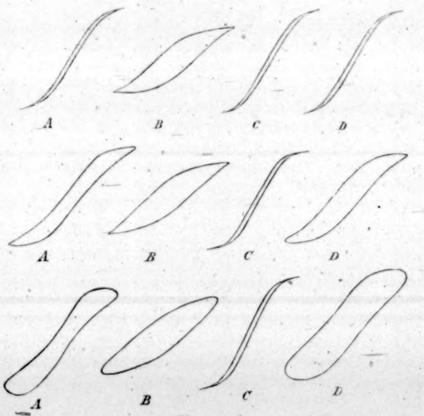


Fig. 4—6.

kein Unterschied zwischen dem massiven Stab und dem Eisenbündel zu bemerken. Bei massiven Stäben von weichem Eisen ändern sich mit zunehmender Wechselzahl die Schleifen sehr stark, unbedeutend aber bei den harten. Dass diese Veränderungen beinahe ausschliesslich den Foucaultschen Strömen zuzuschreiben sind, geht aus den Versuchen mit den Eisenbündeln mit und ohne Messingrohr hervor. Eine Veränderung der Schleife mit der Wechselzahl konnte bei dem Bündel ohne Messingrohr nicht bemerkt werden (hier sind die Foucaultschen Ströme beinahe vollständig ausgeschlossen), war aber das Bündel von dem Messingrohr umgeben, so war die Veränderung der Schleife ungefähr dieselbe wie bei einem weichen massiven Eisenstab.

Im allgemeinen stehen die erhaltenen Resultate in guter Übereinstimmung mit den Versuchen von **Maurain** und **Wien**, soweit dieselben sich mit diesen Versuchen vergleichen lassen.

Eine sehr interessante Änderung oben erwähnter Versuche erhält man, wenn man die beiden Magnetisierungsspulen M und M_1 mit Eisen versieht. Die Kurven, welche man in dieser Weise erhält, sind Differenzkurven, welche abhängig sind von der verschiedenen Permeabilität und Hysterese der Proben wie von der verschiedenen Stärke und Phasendifferenz, welche die Foucaultschen Ströme in denselben erhalten.

Fig. 7 und 8 geben einige Beispiele solcher Differenzkurven und zwar für zwei verschiedene Wechselzahlen.

Fig. 7 bezieht sich auf die beiden oben näher beschriebenen Stäbe *A* und *B*. Hier ist die Differenzkurve bei niedrigen Wechselzahlen hauptsächlich durch den Unterschied der Hysterese bedingt; bei höheren Wechselzahlen tritt

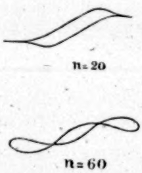


Fig. 7.

Fig. 8.

aber ausserdem die Einwirkung einer ungleichen Verschiebung der Foucaultschen Ströme hinzu. Fig. 8 bezieht sich auf die Drahtbündel *C* und *D* (ohne und mit Messingrohr). Hier sind die Hysteresisverhältnisse dieselben, und die Differenzkurve ist ausschliesslich den Foucaultschen Strömen zuzuschreiben.

Diese letzterwähnte Anordnung giebt uns eine einfache, praktische Methode, verschiedene Eisenproben in Bezug auf ihre magnetischen Eigenschaften, und folglich auch in Bezug auf ihren Kohlegehalt,[1]) miteinander zu vergleichen. Wenn in die beiden Magnetisierungsspulen zwei ganz ähnliche Stäbe von Eisen derselben Beschaffenheit hineingeschoben werden, so heben sich ihre Wirkungen gegenseitig auf und der Lichtfleck wird geradlinig und horizontal schwingen, als wenn kein Eisen in den Spulen wäre. Sind die Stäbe aber von verschiedener Beschaffenheit, so erhalten wir eine mehr oder weniger ausgeprägte Differenzkurve. Wenn wir also Eisenproben von genau bekannter Be-

1) Dies jedoch nur unter der Voraussetzung, dass das Eisen im übrigen dieselbe chemische und physikalische Beschaffenheit hat.

schaffenheit haben, können wir unmittelbar die Beschaffenheit eines unbekannten Eisenmaterials von denselben Grössenverhältnissen ermitteln, indem wir dasselbe einfach mit den Probestückchen vergleichen. Der Nutzen der Anwendung dieser Methode in der Elektrotechnik, besonders bei dem Dynamomaschinenbau, wo die Hysterese des Eisens eine so grosse Bedeutung hat, ist unmittelbar einleuchtend.

(Eingegangen 17. Novbr. 1899.)

Einige elastische Eigenschaften von gekühltem und ungekühltem Jenenser Glas 16^{III}.

Von W. Ludwig.

Auf Veranlassung von Herrn Professor Heydweiller habe ich die elastischen Eigenschaften einiger Stäbe aus gekühltem und ungekühltem Glase 16^{III} von Schott und Genossen in Jena geprüft, deren Zusammensetzung[1]) folgendermassen angegeben wird:

14.5	Na_2O
2.0	B_2O_3
2.5	$Al\,O$
7.0	$Ca\,O$
7.0	$Zn\,O$
0.2	Mn_2O_3
66.8	$Si\,O_2$
100.0	

Ihr Querschnitt war annähernd kreisrund und längs eines jeden Stabes ziemlich gleichmässig; ihr mittlerer Durchmesser $2r$ wurde bestimmt, indem längs des ganzen Stabes in zwei aufeinander senkrechten Richtungen die Dicke in mässigen Abständen gemessen, aus den gefundenen Werten die beiden Mittelwerte $2a$ und $2b$ berechnet und von diesen wiederum das Mittel genommen wurde; die beiden Extremwerte von r waren 4.69 mm und 5.40 mm. Zur Kontrolle dieser Methode wurde bei einem Stabe, bei dem sie $r = 5.04$ mm ergab, das Volumen durch Wägung in der Luft und im Wasser bestimmt und aus ihm r unter Annahme genau kreiscylindrischer Gestalt berechnet; es fand sich $r = 5.046$ mm. Ferner enthielten die Stäbe annähernd centrische und kreiscylindrische Bohrungen, deren Durchmesser den Wert $2\varrho = 0.4$ mm nicht überschritten.

Die Elasticitätsmoduln E dieser Stäbe wurden nach der Königschen Methode[2]) bei schnell wechselnder Belastung und Entlastung bestimmt; dass dabei die Deformation der Belastung sogar bis nahe an die Grenze der Bruchfestigkeit proportional war, möge das folgende Beispiel (Stab No. 5) zeigen:

Belastung: 0.2 kg +	Ausschlag an der Skala:	Verhältnis:
0.0 kg	0.0 mm	—
0.5	13.6	27.2
0.0	0.0	—
1.0	26.9	26.9
0.0	0.0	—
1.5	40.3	26.8
0.0	0.1	—
2.0	54.1	27.0
0.0	0.0	—

Der Stab (No. 5) brach, als während einiger Zeit die Belastung schnell zwischen 2.25 kg und 2.5 kg wechselte.

Innerhalb des Gültigkeitsbereiches dieser Proportionalität wurde der Elasticitätskoefficient aus den Mittelwerten der Belastungen P kg und der entsprechenden Ausschläge n mm berechnet nach der Formel der Herren Winkelmann und Schott[1])

$$E = \frac{l^2 P[A(1 + tg^2\alpha) + \frac{1}{2}\,d - n\cdot tg\,\alpha]}{4\,n\,T}\ ^{2)},$$

in welcher l den Abstand zwischen den beiden Schneiden, auf denen der Stab liegt, A die Entfernung zwischen der Skala und dem von dieser entfernteren Spiegel, d den Abstand der beiden Spiegel, α den Winkel, welchen die beiden zu dem von der Skala entfernteren Spiegel gehörigen Lichtstrahlen einschliessen, und T das auf eine zur Achse des Stabes senkrechte Horizontale bezogene Trägheitsmoment des Stabquerschnittes bedeutet. Es war bei meinen Versuchen $l = 527$ mm und im Durchschnitt $A = 986$ mm, $d = 657$ mm, $tg\,\alpha = 0.104$. Was T anbetrifft, so wurde anfangs der Querschnitt der Stäbe als Ring zwischen zwei konzentrischen Kreisen mit den Radien r und ϱ betrachtet und demgemäss

$$T = \tfrac{1}{4}(r^4 - \varrho^4)\pi$$

oder vielmehr, da $\frac{\varrho^4}{r^4} \leq 3.3 \cdot 10^{-6}$,

$$T = T_k = \tfrac{1}{4}\,r^4\pi$$

1) Dieselbe ist fast genau diejenige des Glases No. 38 in den Arbeiten der Herren Winkelmann und Schott, Wied. Ann. 51, S. 697, 1894 und 61, S. 105. 1897.

2) A. König, Wied. Ann. 28, S. 108, 1886.

1) A. Winkelmann und O. Schott, Wied. Ann. 51, S. 704, 1894.

2) Dabei konnte der Einfluss der zwischen 12° und 20° C. wechselnden Zimmertemperatur vernachlässigt werden, da er nach den Untersuchungen von Herrn Winkelmann (Wied. Ann. 61, S. 105, 1897) innerhalb der Fehlergrenzen meiner Versuche lag.

gesetzt; da sich jedoch später zeigte, dass der Querschnitt besser als eine Ellipse mit der vertikalen Halbachse a und der horizontalen b anzusehen und folglich

$$T = T_e = \frac{1}{4} a^3 b \pi$$

zu setzen war, so wurden, soweit es noch möglich war (bei den Stäben No. 3, 4, 5, 7), die entsprechenden Umrechnungen ausgeführt; bei den übrigen Stäben — bis auf No. 2 — konnten wenigstens die Grenzen der durch diese neue Annahme bedingten Veränderungen ermittelt werden.

Die Stäbe brachen bei später zu erwähnenden Versuchen unter einer Belastung von Q kg, so dass der Koefficient der absoluten Festigkeit

$$f = \frac{Qlr}{T_k}, \text{ resp. } f = \frac{Qla}{T_e}$$

berechnet werden konnte; allerdings nur annähernd, da die Bruchfähigkeit des Glases von oft unkontrollierbaren äusseren Einwirkungen abhängt.[1])

Die gefundenen Zahlen sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Gekühlte Stäbe:

Nr.	r	Q	E	f
3	4.91 mm	3.2 kg	7160	18.3
4	4.69	2.75	7344	18.0
2	5.40	3.2	7270 + ?	13.6 ?
6	5.06	2.5	7382 + 1.4 %	12.9 + 0.8 %
5	5.04	2.25	7170	12.1
		Mittel	7265	15.0

Ungekühlte Stäbe:

Nr.	r	Q	E	f
7[2])	4.92	(7.2)	7035	(41.2)
8	5.19	7.2	7021 + 3 %	34.5 + 1.7 %
9	5.23	7.0	6741 + 1.5 %	32.8 + 0.8 %
		Mittel	6932	36.2

Daraus folgt:

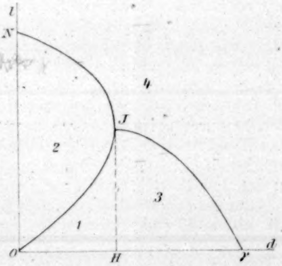
1. Die Werte von E zeigen bei den gleichbehandelten Stäben gleicher Art erhebliche Unterschiede und lassen keine Abhängigkeit von r erkennen. Aber trotz des geringen Unterschiedes zwischen den beiden Zahlenreihen sieht man, dass E bei den ungekühlten Stäben kleiner ist als bei den gekühlten, was schon die Herren Quincke und Winkelmann[3]) beobachteten.

2. Q und f sind bei den ungekühlten Stäben bedeutend grösser als bei den gekühlten, während Herr Heydweiller[1]) das gekühlte Glas widerstandsfähiger gegen inneren Druck in der Kapillare fand als das ungekühlte.

3. Im allgemeinen scheint sonach einer kleineren Bruchfestigkeit ein grösserer Elasticitätskoefficient zu entsprechen; doch sind die Unterschiede der letzteren weit kleiner und nicht sicher genug festgestellt.

Mit denselben Stäben wurden Versuchsreihen angestellt im Anschluss an die Duhemsche Elasticitätstheorie[2]) und zwar an das folgende Resultat derselben:

Ist l die lineare Dilatation eines aufgehängten Drahtes und d die Spannung pro Einheit des ursprünglichen Querschnittes desselben, so lassen sich die Zustände des Drahtes durch die Punkte einer Ebene darstellen, in welcher l und d als



rechtwinklige Koordinaten genommen sind. Der dabei in Betracht kommende Teil der Ebene, in welchem l und d beide positiv sind, wird dann durch zwei Kurven, OJN und $J\gamma$ in der Figur, sowie durch eine Strecke HJ in vier Teile 1, 2, 3, 4 zerlegt; OJN nennt Herr Duhem die natürliche Zustandslinie, weil, wie sogleich gezeigt werden wird, die Punkte von OJ dem stabilen Gleichgewichtszustande entsprechen. Wenn nämlich d fortgesetzt zwischen zwei voneinander wenig verschiedenen Werten schwankt, so beschreibt der den Zustand des Drahtes darstellende Punkt X eine Zickzacklinie und bewegt sich dabei, wenn er sich in 1 oder in 2 befindet, auf einen Punkt von OJ zu, um den er schliesslich einen Kreisprozess beschreibt; diese Erscheinung ist realisiert in der elastischen Nachwirkung nach geschehener Belastung (Raum 1) und nach auf eine längere Belastung folgender Entlastung (Raum 2). Liegt dagegen X in 3, so bewegt er sich auf $J\gamma$ zu

1) Vgl. A. Winkelmann und O. Schott, Wied. Ann. 51, S. 710, 1894.

2) Von No. 7 ist Q unbekannt; jedenfalls trug der Stab noch 7.2 kg.

3) G. Quincke, Wied. Ann. 19, S. 548, 1883 und A. Winkelmann und O. Schott, Wied. Ann. 51, S. 710, 1894.

1) A. Heydweiller, Wied. Ann. 64, S. 725, 1898.

2) P. Duhem, Zeitschrift für physikalische Chemie, XXVIII. Band, S. 612, 1899.

mit immer kleiner werdender Geschwindigkeit, um dann, sobald $\mathfrak{J}\gamma$ erreicht ist, seinen Weg in 4 mit stark wachsender Geschwindigkeit bis zum erfolgenden Bruch fortzusetzen.

Dies gilt nach Herrn Duhem für alle elastischen Einwirkungen, bei denen der Zustand durch eine Variable bestimmt ist. Dies dürfte bei den gekühlten Glasstäben der Fall sein, da ihr fast ebener und senkrecht zur Achse erfolgender Bruch ihre Homogenität beweist, während die ungekühlten Stäbe beim Bruch Schalenbildung zeigten. Die schon oben untersuchten Glasstäbe wurden also in demselben Apparat mit einem Gewicht belastet, das ihrer vermutlichen Festigkeitsgrenze nahe war, und möglichst schnell wurde fortgesetzt ein kleines Gewicht hinzugefügt und fortgenommen. Jedoch erschwerte die Ablesungen an der Skala sehr der Umstand, dass so hoch belastete Stäbe infolge der durch vorüberfahrende Wagen u. s. w. erzeugten Erschütterungen, die bei den hiesigen zur Zeit noch so ungünstigen Institutsverhältnissen nicht vermieden werden können, sehr leicht und sehr heftig in Schwingungen geraten. Durch diese Schwingungen aber ergab sich ein sehr schnelles Schwanken der Belastung, welches an sich schon den Gleichgewichtszustand, resp. den Bruch herbeiführte. In der That erfolgte auch meist der Bruch unabhängig von den absichtlich erzeugten Belastungsschwankungen; das Gewicht Q, das ihn verursachte und das oben zur Berechnung von f benutzt wurde, ist nach dieser Theorie mindestens so gross wie das der grössten Abscisse OH der natürlichen Zustandslinie entsprechende und die wahre Festigkeitsgrenze darstellende.

Einige Versuchsreihen übrigens zeigten den Unterschied zwischen den Räumen 1 und 3 ziemlich deutlich, wie z. B. die beiden folgenden, dem Stab No. 3 angehörigen:

(Raum 1:)		(Raum 3:)	
Belastung	Ausschlag	Belastung	Ausschlag
2.2 kg	0.0 mm	3.2 kg	00 mm
2.7	12.8	3.7	13.2
2.2	0.0	3.2	0.0
2.7	12.9	3.7	13.4
2.2	0.0	3.2	0.5
2.7	12.9	3.7	13.5
2.2	0.0	3.2	0.6
2.7	12.9	3.7	13.5
		3.2	0.8
		3.7	13.6

Sofort nach der letzten Ablesung erfolgte der Bruch.

Hieraus ergeben sich ziemlich enge Grenzen für die der Abscisse OH entsprechende Bruchfestigkeit. Auf ähnliche Weise sind die meisten der in obiger Tabelle enthaltenen Werte gewonnen worden.

Breslau, physik. Institut, Oktober 1899.

(Eingegangen 19. Novbr. 1899.)

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Kasan (Direktor D. A. Goldhammer).

1. M. S. Segel, Über die Anwendung der Interferenzstreifen zur Untersuchung der elastischen Biegung weicher Körper.[1]

Die Elasticität weicher Körper ist bis jetzt nur auf akustischem Wege untersucht worden; wir wissen beinahe nichts weder von der Weite des Bereichs der elastischen Vollkommenheit dieser Körper noch vom Charakter ihrer elastischen Deformationen; meine Beobachtungen, zu welchen ich die Methode der Interferenzstreifen benutzte, werfen einiges Licht auf die elastischen Verhältnisse dieser Körperklasse.

Es wurde die Biegung weicher (Wachs, Paraffin) rechtwinkliger Parallelepipeda (Dimensionen circa $1 \times 4 \times 15$ cm) beobachtet, die zwischen kurzen dicken Messingsäulen eingelötet und in der Mitte belastet wurden; die horizontale dünne Luftplatte, die zur Hervorbringung von Interferenzstreifen diente, hatte zu Grenzflächen: 1) von unten — die obere Fläche eines runden dünnen Spiegelglases, das mit einem Stückchen Wachs im Centrum der oberen Fläche der weichen Platte angekittet ist; 2) von oben — die untere Fläche eines Spiegelglases, das mittels Mikrometerschrauben in verschiedener Höhe und Richtung über der weichen Platte orientiert sein konnte. Die Luftplatte wurde mit Natriumlicht beleuchtet und die Interferenzstreifen im reflektierten Licht mittels eines Fernrohres beobachtet; ein kleiner auf das obere Spiegelglas gelegte Quecksilbertropfen diente als Marke bei der Zählung vorbeigehender Streifen. Die beobachteten Durchbiegungen hatten die Grösse von einigen Mikron. Eine hydraulische Vorrichtung (zwei geräumige, oben offene Wasser enthaltende Gefässe sind syphonartig mittels eines Kautschukschlauches verbunden; auf dem Wasser des einen Gefässes schwimmt ein drittes Gefäss, dessen Boden als Träger der anzubringenden Gewichte gebraucht wird) lässt die Belastung sicher, ruhig, ohne Stösse verändern; es kann die Zeit, während welcher die Belastung von Null bis zu ihrer vollen Grösse heranwächst, in ziemlich weiten Grenzen (von 0.1 bis 45 Sekunden) variiert werden. Mittels einer einfachen elektrischen Vorrichtung wird der Moment genau be-

1) Die ausführliche Beschreibung der Versuche ist soeben in russischer Sprache erschienen.

stimmt, in dem die Belastung ihren vollen Wert eben erreicht.

Es mögen einige von den Resultaten folgen: 1. Die elastische Nachwirkung ist bei den weichen Körpern sehr ausgeprägt; 2. die Durchbiegung der weichen Platte ist als Summe einer federnden (momentanen) und einer sich infolge der elastischen Nachwirkung allmählich formierenden Deformation anzusehen; 3. die Beobachtung der federnden Durchbiegung führt bei weichen Körpern zur Bestimmung des Youngschen Moduls mit derselben Genauigkeit, wie es z. B. für Gold und Blei bei den statischen Bestimmungen (Werthein) geschieht; 4. für Wachs (11° C.) hat der maximale Zug, der noch kein Fliessen der Substanz hervorruft, die ungefähre Grösse 0.002 kg/mm²; bei Paraffin sind die Verhältnisse nahe dieselben.

Für den Youngschen Modul (kg/mm²) erhielt ich bei verschiedenen Temperaturen folgende Zahlen:

1) Paraffin:

E	t	E	t
223.4	5.7	164.1	16.0
216.7	6.9	158.8	16.4
210.4	7.4	151.6	17.9
192.0	11.0	140.0	20.2
182.2	12.4	127.4	23.0
177.0	13.1	—	—

Jedes E ist als Mittel aus ziemlich vielen (von 30 bis 60) Ablesungen der federnden Biegungen berechnet. Die maximalen Abweichungen vom angeführten Mittelwerte übersteigen für verschiedene Belastungen bei derselben Temperatur nur selten 2 Proz.; grösstenteils sind diese Abweichungen nahe an 1 Proz. Die beobachteten Durchbiegungen variierten von 0.6 μ bis 2.7 μ.

2) Wachs:

$E = 59.1\ (t = 11.5)\ 51.7\ (t = 14.8),\ 46.6\ (t = 19.4)$.

Nach akustischer Methode wurde für dasselbe Wachs $E = 65.8\ (t = 15.1)$ erhalten.

(Eingegangen 27. Novbr. 1899.)

Widerstandsmessungen an Spiralen aus Wismut und Antimon.

Von R. Wachsmuth und C. Bamberger.

1. Herr Lenard hat in seinen Untersuchungen über den Leitungswiderstand von Wismutdraht im Magnetfelde (Wied. Ann. 39, 619, 1890) eine Anweisung gegeben, wie feiner Wismutdraht durch eine Presse hergestellt werden kann. Zu demselben Ziele kann man bei vielen Metallen auf einem leichteren Wege gelangen: In einer hakenförmig gebogenen, je nach Wahl des Metalles leicht oder schwer schmelzbaren Glasröhre lassen sich Wismut, Antimon, Blei, Zinn und andere Metalle vor dem Gebläse zum Schmelzen bringen und dann samt der Röhre ausziehen. Nur muss man beim Schmelzen den Einschluss von Luftblasen zwischen Glas und Metall sorgfältig vermeiden, da sonst Unterbrechungen des Fadens entstehen. Über einer kleinen Spirituslampe lassen sich solche Fäden mit Hilfe einer Pincette nach einiger Übung unschwer zu bifilaren Spiralen zusammendrehen. Die dünne Glashülle dient zugleich als Isolation. Als Stromzuführungen benutzt man kleine Quecksilbergefässe.

Von den mit solchen Spiralen im Magnetfelde vorgenommenen Messungen sei hier angeführt, dass die Differenz zwischen Wechselstrom- und Gleichstromwiderstand bei Antimon auch für hohe Magnetfelder negative Werte behält. Die Differenz im Felde Null beträgt 6.75 pro Mille, sie erreicht anscheinend bei etwa 8000 C. G. S. ein Minimum mit 5.79 pro Mille (bei 8250) und wächst dann stark, so dass sie bei 14500 C. G. S. bereits 1.5 Proz. beträgt.

2. Schon Herr Lenard hatte Versuche darüber angestellt, ob der Widerstand einer Wismutspirale sich mit der Periode des Wechselstromes ändere, konnte jedoch keinen Unterschied finden und suchte den Grund in den Eigenschwingungen der benutzten Induktorien. Neuerdings hat Herr Wolff (Würzburger Inaug.-Diss. 1897) mit Hilfe des optischen Telephons eine Differenz nachgewiesen. Auch ein Hörtelephon musste dasselbe leisten, wenn man statt des Induktoriums eine kleine Wechselstrommaschine benutzt, deren Stromstärke man ja durch einen entsprechenden Flüssigkeitswiderstand herunterdrücken kann. In der That zeigte eine Hartmann & Braunsche Spirale ausserhalb des Magnetfeldes eine deutliche Differenz zwischen Wechselstrom (w) und konstantem Strom (c):

Wechselzahl pr. Sek.	Widerstand	$w - c$
0	1	
29	0.99501	— 0.00499
49	0.99563	— 0.00437
72	0.99701	— 0.00299
88	0.99805	— 0.00195
110	0.99908	— 0.00092

d. h. der Widerstand des Wechselstromes wächst mit der Tourenzahl und nähert sich immer mehr dem des konstanten Stromes. Ein Vergleich dieses Widerstandes mit dem für einen Induktoriumsstrom gefundenen gestattet umgekehrt einen Rückschluss auf die Unterbrechungszahl des Induktoriums und eventuelle Eigenschwingungen. Der gefundene Widerstand von 0.99511 zeigt, dass das Induktorium etwa dreissigmal

in der Sekunde unterbrochen wurde und eine Wirkung von Eigenschwingungen offenbar nicht auftrat.

Im Magnetfelde (bis zu 16000 C. G. S.) hörte dagegen die Abhängigkeit des Widerstandes von der Frequenz des Wechselstromes vollständig auf, nur musste man sorglich jede Erwärmung vermeiden.

Es wäre interessant gewesen, diese Versuche auf die schnellen Wechsel von Entladungen Leidener Flaschen auszudehnen, indessen entbehrten leider alle angewandten Methoden der nötigen Genauigkeit. Es lässt sich zwar z. B. die übliche elektrometrische Bestimmung eines scheinbaren Widerstandes dahin abändern, dass man die zwei Zuleitungen mit der vollen Potentialdifferenz statt zu den Quadranten zu einem Funkenmikrometer führt, die Verbindung von der Mitte zwischen unbekanntem und Vergleichswiderstand mit angenähert halber Potentialdifferenz statt zur Nadel zu einer dritten Kugel, die man in der Mitte zwischen den Mikrometerkugeln anbringt. Dann springen je nach dem Potentialunterschied bald von links, bald von rechts Funken zur Mitte. Doch lässt sich eine neutrale Einstellung nur mit 10 Proz. Genauigkeit erreichen. — Am empfindlichsten war noch eine Brückenkombination, bei der statt des Telephons ein Paalzow-Rubenssches Bolometer benutzt wurde, aber auch diese wies nur 5 Proz. Genauigkeit auf.

(Eingegangen 23. Novbr. 1899.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Neuere Untersuchungen über die optischen Wirkungen eines Magnetfeldes.

Von W. Voigt.

(Fortsetzung.)

II. Teil.

Noch ehe die theoretischen Schlüsse von Lorentz und die sie bestätigenden Beobachtungen von Zeeman jenseits des Oceans bekannt geworden waren, hatte Michelson[1]) in Chicago einen Teil der von ihnen gelieferten Resultate auf einem ganz anderen Wege gleichfalls erhalten. Das von Michelson im Jahre 1892 konstruierte Interferometer benutzt den Verlauf der Interferenzerscheinungen, welche zwei Wellen von nahezu einfarbigem Licht bei sehr hohen Gangunterschieden liefern, zur Analyse des betreffenden Lichtes und übertrifft an zerlegender Kraft selbst die vortrefflichen Rowlandschen Gitter.

Der Grundgedanke dieser höchst geistreichen Methode[2]) ist kurz gesagt der folgende. Zwei kohärente Wellen streng einfarbigen Lichtes müssen bekanntlich bei jedem Gangunterschied in gleicher Weise interferieren. Zwei kohärente Wellen, die nur je zwei sehr benachbarte Farben in gleicher Intensität enthalten, geben dagegen mit dem Gangunterschied wechselnde Interferenzen, z. B. sehr deutliche Erscheinungen, wenn die Maxima und Minima für beide Farben zusammenfallen, dagegen unmerkliche, wenn die Maxima für die eine Farbe mit den Minimis für die andere koincidieren. Es ist bekannt, dass die gewöhnlichen Natriumflammen im Newtonschen Interferenzapparate bei immer wachsender Entfernung von Platte und Linse periodische Wechsel der Deutlichkeit der Interferenzringe zeigen, wie dieselben der (übrigens nur angenäherten) Zweifarbigkeit ihres Lichtes entsprechen.

Zwei kohärente Wellen, die mehrere benachbarte Farben in gleichen, aber beliebigen Verhältnissen enthalten, werden unter analogen Umständen für ihre Interferenzen ein anderes Gesetz des Wechsels der Deutlichkeit ergeben, und man kann — was den Kernpunkt der Michelsonschen Methode ausmacht — aus der Beobachtung dieses Gesetzes bis zu einem gewissen Grade rückwärts auf die Zusammensetzung des sehr nahezu einfarbigen Lichtes schliessen.

Auf eine nähere Darlegung der Theorie dieser Methode muss hier natürlich verzichtet werden.

Mit Hilfe dieses seines Interferometers gelang nun Michelson nicht nur der Nachweis der Zerlegung der Spektrallinien von Natrium und Kadmium in Duplets, er vermochte auch festzustellen, dass die Abstände der Komponenten bei Veränderungen der magnetischen Feldstärke dieser sehr nahe proportional variieren, wie dies die Lorentzsche Theorie verlangt. Nebenbei fand er in einigen Fällen eine die wachsende Trennung begleitende Verbreiterung jeder einzelnen Komponente.

Der Nachweis des Triplets glückte dagegen Michelson nicht: er erhielt normal zu den Kraftlinien des Magnetfeldes im wesentlichen dasselbe Duplet, wie parallel dazu; Zeeman[1]) hat später diesen Umstand dadurch erklärt,

1) A. A. Michelson, Phil. Mag. (5), 44, S. 109, 1897.

2) A. A. Michelson, Phil. Mag. (5) 31, S. 338, 1891; 32, S. 280, 1892.

1) P. Zeeman, Phil. Mag. (5), 44, S. 255, 1897.

dass die mittlere Komponente des Triplets durch die polarisierende Wirkung der Teile des Interferometers (in dem das untersuchte Licht wiederholte Reflexionen unter einem Einfallswinkel von 45° erleidet) unmerklich geworden war.

Nach Zeeman hat, wie es scheint, zunächst Cornu[1]) die Duplets und Triplets direkt wahrgenommen und dabei eine Methode benutzt, die der oben citirten, von König angegebenen, nahe verwandt ist, um mit Hilfe eines doppeltbrechenden Prismas und eines Viertelwellenlängen-Glimmers die Erscheinung deutlicher zu machen.

Cornu hat sich auch um das Verständnis der fraglichen Erscheinungen bemüht, indem er sie ohne die Hilfsmittel der Lorentzschen Ionentheorie aufzufassen versuchte und sie zugleich in Gegensatz zu der Faradayschen magnetischen Drehung der Polarisationsebene stellte. Er formuliert den Unterschied dahin, dass bei dem Zeeman-Effekt die Perioden der cirkularen Schwingungskomponenten, bei dem Faraday-Effekt ihre Fortpflanzungsgeschwindigkeiten geändert werden.

Cornu[2]) sowohl als Broca[3]) haben durch besondere Beobachtungen nachgewiesen, dass, wenigstens in Flüssigkeiten, diese letztere Wirkung die einzige ist, und dass eine einfarbige Welle, die eine magnetisch-aktive Substanz parallel den Kraftlinien durchsetzt, eine dauernde Änderung der Periode nicht erleidet.

Im Gegensatz hierzu hat zuerst Becquerel[4]) einen Zusammenhang zwischen den von Cornu einander gegenübergestellten Erscheinungen hervorgehoben.

Becquerel geht von der Vorstellung aus, dass in einem Magnetfelde der Äther eine Wirbelbewegung mit räumlich und zeitlich konstanter Geschwindigkeit um die Kraftlinien als Axe ausführt, und macht die Hypothese, dass bei dem Zeeman- wie bei dem Faraday-Effekt diese Rotation sich derjenigen der cirkularen Komponenten superponiert; bei dem Faraday-Effekt soll dann die Geschwindigkeit der Fortpflanzung der beiden cirkularen Komponenten — deren physische Entstehung aus linearem Licht gleichfalls nur angenommen wird — gemäss deren geänderter Periode und dem für die Substanz ausserhalb des Magnetfeldes charakteristischen Dispersionsgesetz geändert werden. Die Änderung der Periode soll zwar beim Faraday-, nicht aber beim Zeeman-Effekt beim Austritt der Wellen aus dem Felde rückgängig gemacht werden und sich im ersteren Falle deshalb der Wahrnehmung entziehen. Becquerel findet, dass zur quantitativen Darstellung sowohl des Zeeman- als des Faraday-Effektes nahezu die gleiche Rotationsgeschwindigkeit des Äthers nötig ist.

Eine eingehende Kritik dieser an Hypothesen reichen Theorie verbietet der Raum; es genüge deshalb die Bemerkung, dass sie zu mancherlei Bedenken Veranlassung giebt.

Immerhin bezeichnet die Tendenz der Arbeit, das Zeeman-Phänomen mit anderen magnetooptischen Wirkungen quantitativ zu verknüpfen, eine neue Stufe der Entwickelung. —

Es sind nunmehr einige neue Erscheinungen zu erwähnen, die mit dem Zeeman-Effekt in einem gewissen Zusammenhang stehen und deren Entdeckung durch die Auffindung jenes veranlasst worden ist.

Egoroff und Georgiewsky[1]) bemerkten bei Wiederholung des Zeemanschen Experimentes, dass mit Dämpfen von Natrium, Lithium, Kalium gefärbte Flammen, die sich im Magnetfelde befinden, senkrecht zur Richtung der Kraftlinien Wellen aussenden, die nicht natürliches Licht enthalten, sondern teilweise (und zwar in der Richtung der Kraftlinien) polarisiert sind.

Der linear polarisierte Anteil wächst mit der Feldstärke und zwar schneller als diese. In Richtungen, die gegen die Kraftlinien geneigt sind, zeigt das ausgesandte Licht zwei Anteile elliptisch polarisierten Lichtes von gekreuzten Bahnellipsen.

Die leicht umkehrbaren Spektrallinien von Induktionsfunken, die zwischen Elektroden von verschiedenen Metallen überspringen, enthalten gleichfalls Anteile an polarisiertem Licht. Keine derartigen Beimengungen ergeben die Spektrallinien von Wasserstoff und Helium.

Diese Resultate gestatten eine Folgerung, die durch direkte Beobachtungen bestätigt wird. Die oben skizzierte Theorie von Lorentz verlangt, dass in der Richtung normal zu den magnetischen Kraftlinien die äusseren Komponenten des Zeemanschen Triplets zusammen dieselbe Intensität besitzen, als die mittlere für sich. Denn die Zerlegung der ursprünglichen Schwingungen der Ionen parallel und normal zu den Kraftlinien muss im Mittel die Intensität der letzteren Komponente doppelt so stark ergeben, als die ersteren; die Komponente normal zu den Kraftlinien aber liefert die beiden cirkularen Schwingungen, von denen je nur die halbe Intensität sich normal zu den Kraftlinien fortpflanzt. Dieses Verhältnis kann nach den beschriebenen Beobachtungen in Wirklichkeit nicht streng bestehen, sondern es muss die Gesamtintensität der beiden äusseren Komponenten der Triplets mehr oder weniger die der

1) A. Cornu, Compt. Rend. 125, S. 555, 1897.
2) A. Cornu, l. c. S. 560.
3) A. Broca, l. c. S. 696.
4) H. Becquerel, Compt. Rend. 125, S. 679 1897.

1) N. Egoroff und Georgiewsky, Compt. Rend. 124, S. 748 und 949, 1897.

inneren Komponente übertreffen. In der That entspricht dies der Beobachtung. Da verschiedene Triplets desselben Spektrums sich bezüglich dieses Intensitätsverhältnisses ganz verschieden verhalten, so lässt sich der Vorgang kaum durch die Absorption der von jedem Teilchen der Flamme ausgehenden Wellen durch die Flamme selbst erklären, wie dies Lorentz[1]) und Cotton[2]) versuchen, sondern er muss auf specielle Eigenschaften der die einzelnen Elementarschwingungen regelnden Ursachen zurückgeführt werden. —

Cotton[3]) hat eine andere Erscheinung aufgefunden, die ebenso, wie die vorstehend beschriebene, ohne die Heranziehung stärkster spektraler Zerlegung des im Magnetfelde ausgesandten Lichtes beobachtet werden kann und mit dem Zeeman-Effekt im engsten Zusammenhang steht.

Die äusseren Schichten einer mit einem Metalldampf gefärbten Bunsen-Flamme *(A)* leuchtet nur sehr schwach, absorbiert aber deutlich das Licht einer zweiten schwachen und gleichgefärbten Flamme *(B)*. Bringt man *A* oder *B* zwischen die Pole eines Magneten und lässt die von *A* nach *B* verlaufenden Strahlen den Kraftlinien parallel gehen, so verschwindet bei Erregung des Feldes diese Absorption.

Die Erklärung des Vorganges ist sehr einfach. Die Absorption findet nach dem Kirchhoffschen Satz nur dann statt, wenn die Farben der beiden Flammen genau gleich sind; wird die der einen im Magnetfeld (durch Verwandlung jeder Spektrallinie in ein Duplet) geändert, so ist die Vorbedingung der Absorption aufgehoben und dieselbe kann nicht eintreten. Die niedrige Temperatur der beiden Flammen ist dem Experiment deshalb förderlich, weil sie sehr schmale Spektrallinien liefert und hierbei bereits eine sehr geringe Zerlegung in der einen Flamme eine merkliche Farbendifferenz bewirkt.

Bei Benutzung der Strahlen, die sich normal zu den Kraftlinien des Feldes fortpflanzen, verhalten sich die Schwingungskomponenten parallel und normal zu den Kraftlinien in leicht erkennbarer Weise verschieden.

Ferner sei erwähnt, dass verschiedene Beobachter[4]) übereinstimmend wahrgenommen haben, dass das Licht, welches eine zwischen den Polen eines Magnetfeldes aufgestellte Flamme in allen Richtungen aussendet, bei Erregung des Magnetfeldes an Intensität zunimmt.

Die Reihe dieser einander einigermassen verwandten Beobachtungen möge eine etwas spätere Wahrnehmung von folgendem Inhalte schliessen.

Righi[1]) sandte einen kräftigen Strahl weissen Lichtes nach Durchsetzung eines Nikols durch die Durchbohrungen der Halbanker eines Magneten — also parallel den Kraftlinien des etwa erregten Feldes — und brachte die austretende Intensität mit Hilfe eines zweiten Nikols auf Null. Wenn dann zwischen die Pole des Magneten eine mässig helle Natriumflamme gebracht wurde, so trat vor der Erregung des Magneten die Hälfte der Intensität dieser Lichtquelle aus dem zweiten Nikol aus, nach Erregung dagegen ein viel stärkerer Anteil gelben Lichtes, herrührend von der primären (weissen) Lichtquelle.

Righi sah diesen Vorgang als eine ganz direkte Wirkung des Zeeman-Effektes an. Vor der Erregung des Magnetfeldes wird der Schwingungszustand des von der weissen Lichtquelle ausgehenden und linear polarisierten Lichtes in der Natriumflamme nicht geändert; der zweite Nikol hält dasselbe also vollständig auf. Nach der Erregung wird nach dem Kirchhoffschen Satz, der für jeden Polarisationszustand gilt, für die beiden Farben des Zeemanschen Duplets je eine cirkulare Schwingung in der Natriumflamme absorbirt; es bleibt also für jede von ihnen eine solche Schwingung von entgegengesetzter Rotationsrichtung übrig. Von diesen cirkularen Schwingungen lässt aber der Analysator je eine Komponente ins Auge gelangen. Die beschriebene Wirkung tritt bei viel geringeren Feldstärken in merklicher Stärke ein, als der eigentliche Zeeman-Effekt.

Die Righische Anordnung führte zu dem gleichen Ergebnis, wenn eine Lithium- oder Thallium-Flamme an Stelle der Natrium-Flamme gesetzt wurde, ja auch bei einer (nicht leuchtenden) Röhre mit Untersalpetersäure, bei welcher Substanz der eigentliche Zeeman-Effekt bislang noch nicht nachgewiesen war und erst in neuester Zeit in schwachen Spuren von Righi[2]) aufgefunden zu sein scheint.

Dies weist darauf hin, und wird später genauer erörtert werden, dass noch ein anderer Umstand, als der von Righi herangezogene, und zwar vielleicht in überwiegendem Masse, bei den beschriebenen Erscheinungen beteiligt ist. —

Während so die Kenntnis der magnetooptischen Wirkungen in einer von der ursprünglichen Zeemanschen abweichenden Richtung nicht unerheblich gefördert wurde, hatte auch das Fortschreiten auf dem von Zeeman selbst eingeschlagenen Wege zu neuen merkwürdigen Resultaten geführt.

1) H. A. Lorentz, Zittingsversl. Kon. Akad. van Wet. Amsterdam, 1897/98, S. 193.
2) A. Cotton, Compt. Rend. 125, S. 1169, 1897.
3) A. Cotton, Compt. Rend. 125, S. 865, 1897.
4) N. Egoroff und N. Georgiewsky, Compt. Rend. 125, p. 17, 1897; A. Cotton, Compt. Rend. 125, S. 1171, 1897; E. v. Aubel, Journ. de Phys. 7, S. 408, 1898.

1) A. Righi, Compt. Rend. 127, S. 217, 1898.
2) A. Righi, R. Acad. Bologna, Rend. vom 28. Mai 1899.

Cornu[1]) entdeckte, dass die Zerlegung einer Spektrallinie in ein Triplet bei Beobachtung normal zu den Kraftlinien keineswegs ausnahmslos stattfindet; er fand im Widerspruch mit der elementaren Theorie von Lorentz in einigen Fällen (z. B. bei der *Na*-Linie D_1) ein Quadruplet, entstanden durch eine Trennung der inneren, normal zu den Kraftlinien polarisierten Komponente auf etwa den halben Abstand der äusseren Komponenten, in einem Falle (der *Na*-Linie D_2) sogar ein Sextuplet, erhalten durch eine sehr schwache Zerlegung aller drei Komponenten des Zeemanschen Triplets.

Die hierdurch signalisierte unerwartete Komplikation des Phänomens ist von verschiedenen anderen Beobachtern[2]) bestätigt worden. Insbesondere hat Michelson[3]) mit seinem oben beschriebenen Interferometer bei Beobachtungen normal zu den Kraftlinien eine ganze Anzahl neuer Zerlegungstypen aufgefunden, die sich kurz dahin charakterisieren lassen, dass jede Komponente des Zeemanschen Triplets aus Gruppen von mehreren Unterkomponenten besteht, deren Intensität von der Mitte der Gruppe nach deren Rändern zu abnimmt. Um die einigermassen indirekte Methode der Beobachtung mit dem Interferometer durch eine direktere von ähnlicher Leistungsfähigkeit zu ersetzen, erfand Michelson[4]) sein Echelon-Spektroskop, einen höchst originellen Apparat zur Erzeugung von Gitterspektren ausserordentlich hoher Ordnung. Die von der Lichtquelle ausgehende und durch einen Kollimator *C* eben gemachte Welle fällt auf eine aus gleich dicken Glasplatten gebildete Glastreppe *T*, deren ungefähre Gestalt aus der nebenstehenden Figur 2 ersichtlich ist. Die beiden je aus zwei benachbarten Stufen der Treppe austretenden Wellen besitzen den gleichen, sehr bedeutenden Gangunterschied; es kommt somit im Beobachtungsfernrohr *F* in der Richtung des einfallenden Lichtes ein Gitterspektrum von sehr hoher Ordnung zu stande. Da dieses Spektrum von denjenigen noch höherer und niederer Ordnung dicht überlagert ist, so gestattet das Instrument eine Beobachtung nur dann, wenn die einfallende Welle nahezu einfarbig ist, wenn also z. B. aus dem Licht des untersuchten glühenden Metalldampfes mit Hilfe eines Prisma und des Kollimatorspaltes eine einzige Linie ausgesondert wird. Die Beobachtungen mit diesem merkwürdigen Instrument haben Michelsons frühere Resultate im wesentlichen bestätigt, sie haben aber ausserdem einen ganz neuen Typus des Verhaltens von Spektrallinien festgestellt, insofern in vereinzelten Fällen ursprünglich mehrfache Linien — soweit die normal zu den Kraftlinien polarisirte Komponente beobachtet wurde — bei der Erregung eines Magnet-Feldes von wachsender Stärke einander allmählich näher rückten und schliesslich zusammenfielen.

Becquerel und Deslandres[1]) haben auch Fälle von Triplets und Quadruplets beobachtet, bei denen die Polarisationsverhältnisse gegenüber dem Zeemanschen Urtypus so geändert

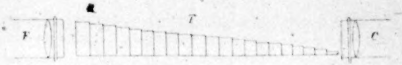


Fig. 2.

sind, dass die inneren Komponenten zu den Kraftlinien des Magnetfeldes parallele, die äusseren dazu normale Polarisation zeigten.

Parallel zu den Kraftlinien des Magnetfeldes beobachtet, fanden hierbei sich immer dieselben Gruppen wieder, die bei normaler Beobachtung parallel zu den Kraftlinien polarisiert waren.

Endlich zeigten Zeeman[2]) und Cornu[3]) unabhängig voneinander, dass auch bezüglich der Abhängigkeit der Grösse der Zerlegung von der Schwingungsperiode das Gesetz, welches man, wie oben dargethan, aus der elementaren Lorentzschen Theorie folgern kann, von der Beobachtung nicht bestätigt wird; unter Umständen zeigen vielmehr unmittelbar benachbarte Spektrallinien (z. B. solche im *Zn*-Spektrum) ganz wesentlich verschiedene Zerlegungen, auch kommen mitten zwischen Linien mit Zerlegung andere völlig indifferente vor. Natürlich stimmen hiernach auch die bei verschiedenen Substanzen nahe gleichen Wellenlängen entsprechenden Zerlegungen nicht miteinander überein. —

1) A. Cornu, Compt. Rend. 126, S. 181, 1898.
2) S. z. B. Th. Preston, Phil. Mag. (5) 45, S. 325, 1898.
3) A. A. Michelson, Phil. Mag. (5) 45, S. 348, 1898; Astrophys. Journ. 7, S. 131, 1898.
4) A. A. Michelson, Astrophys. Journ. 8, S. 37, 1898.

1) H. Becquerel und H. Deslandres, Compt. Rend. 126, S. 997; 127, S. 18, 1898.
2) P. Zeeman, Phil. Mag. (5), 45, S. 197, 1898.
3) A. Cornu, Compt. Rend. 126, S. 300, 1898.

(Fortsetzung im nächsten Heft.)

VORTRÄGE UND DISCUSSIONEN

von der 71. Naturforscherversammlung zu München.

A. Wüllner (Aachen), Über die Spektra der Kanalstrahlen und der Kathodenstrahlen.

Der Vortragende berichtete über eine Vergleichung der Spektra der Kathodenstrahlen, Kanalstrahlen und des positiven Büschellichtes in verschiedenen Gasen, nämlich Sauerstoff, Wasserstoff, Aethylen, einem Gemische von Aethylen und Sauerstoff und in Luft. Die Vergleichung wurde veranlasst durch eine Arbeit Rieckes, in welcher derselbe die Annahme machte, dass die Kanalstrahlen ausgeworfene Teilchen der Kathoden seien. Von der Ansicht ausgehend, dass das in den Kathoden- und Kanalstrahlen sich zeigende Licht das von den ausgeschleuderten und glühenden Teilchen ausgehende Licht sei, musste das Spektrum über die Natur der fortgeschleuderten Substanz entscheiden können. Es wurde deshalb auch auf das vorsichtigste Sorge getragen, dass eine Mischung des Lichtes der Kathoden- und Kanalstrahlen mit positivem Büschellicht nicht eintreten konnte, so dass die Spektra der ganz reinen Kathoden- und Kanalstrahlen beobachtet wurden.

Die Beobachtungen ergaben, dass die Spektra sowohl der Kathoden- als der Kanalstrahlen Spektra der in den Röhren vorhandenen Gase sind, beide liefern nur Teile, aber verschiedene Teile des vollständigen Spektrum, welches das positive Büschellicht zeigt.

Das vollständige Spektrum des Sauerstoffs hat der Vortragende in Wiedem. Ann. Bd. 8 und ausführlicher in den Sitzungsberichten der Berliner Akad. vom 25. Juli 1889 beschrieben. Es besteht aus 5 Banden, welche die dem Sauerstoff eigentümliche Helligkeitsverteilung zeigen, dass sie in der Mitte die grösste Helligkeit haben, aus einigen schwach hellen Feldern und einer ziemlich grossen Anzahl heller Linien. Die Banden liegen im Rot zwischen den Wellenlängen 644 (Ångström-Einheiten) und 634, im Orange zwischen 603 und 594, im gelben zwischen 592 und 580, im gelbgrünen zwischen 564 und 551 und im grünen zwischen 530 und 519. Hinter der grünen Bande sieht man zwischen 518 und 503 noch drei sehr schwache helle Felder. Die hellen Linien sind von O_α (615) an über das ganze Spektrum verteilt.

Die Kathodenstrahlen zeigen in ihrem Spektrum die hellste Partie der Bande im Orange (598), die gelbgrüne Bande, deren hellste Stelle der Wellenlänge 560 entspricht, die Linie mit der Wellenlänge 533, welche stets zuerst im Sauerstoffspektrum sichtbar wird, wenn man den Strom bei wachsender Verdünnung des Gases durch die Röhre gehen lässt, und die grüne Bande um die Wellenlänge 526 herum. Ausserdem sah man noch die vorhin erwähnten hellen Felder. Von anderen im positiven Büschellicht zum Teil sehr hellen Linien ist im Spektrum der Kathodenstrahlen nichts zu sehen.

Im Spektrum der Kanalstrahlen ist von den Banden so gut wie nichts zu sehen, höchstens eine schwache Andeutung der gelbgrünen und grünen; dagegen treten eine Anzahl von hellen im Spektrum der Kathodenstrahlen nicht sichtbaren Linien auf; zunächst die im Spektrum des positiven Büschellichtes vielleicht hellste Linie, Plückers O_α Wellenl. 615 und die beiden grünen Linien 544 und 533, schwächer noch etwa 4 weitere Linien.

Das Spektrum der Kathodenstrahlen zeigt hiernach wesentlich nur die Banden, das der Kanalstrahlen wesentlich nur Linien des vollständigen vom positiven Büschellicht gelieferten Spektrum des Sauerstoffs, dem Sauerstoff fremdes Licht konnte der Vortragende nicht erkennen.

Im Wasserstoff zeigten die Kanalstrahlen die drei Wasserstofflinien H_α, H_β, H_γ auf sehr schwach beleuchtetem Hintergrund, in den Kathodenstrahlen sind die Linien sehr schwach, dagegen ist das Bandenspektrum in ziemlicher Ausdehnung und relativ hell sichtbar. Ebenso verhält sich reines Aethylen, dessen Spektrum überhaupt sich wenig vom Wasserstoffspektrum unterscheidet.

Mischt man zum Aethylen Sauerstoff, so zeigt das positive Büschellicht sehr hell die charakteristischen Kohlenbanden; die Kathodenstrahlen zeigen diese Kohlenbanden ebenfalls recht hell, daneben schwach H_α und H_β, die Kanalstrahlen zeigen diese Banden kaum, dagegen die Wasserstofflinien und einige andere hell.

Auch in Luft zeigten die Kathoden- und Kanalstrahlen Teile des Spektrum des positiven Büschellichtes, Genaueres müssen weitere Messungen ergeben.

Zum Schlusse bemerkte Vortragender, dass er sich ausdrücklich auf die Beschreibung des Beobachteten beschränke und sich Schlüsse, etwa die Theorie der Gasspektra betreffend, vorbehalte.

(Eingegangen 3. Oktbr. 1899.)

(Selbstreferat des Vortragenden.)

Discussion. (Von den Beteiligten durchgesehen.)

Goldstein (Berlin). In einer 1886 in den Sitzungsberichten der Berliner Akademie[1]) veröffentlichten Arbeit habe ich das spektrale Verhalten der Kanalstrahlen bereits besprochen und erwähnt, dass das Spektrum der Kanalstrahlen in Sauerstoff identisch ist mit dem von Schuster (1878) als compound-line-spectrum bezeichneten Spektrum, während das Spektrum des gewöhnlichen Kathodenlichts wesentlich aus Banden besteht. Auch zeigte sich kein Einfluss des Elektrodenmetalls auf das Spektrum der Kanalstrahlen. — Für Kohlenwasserstoffe (reines Aethylen habe ich nicht untersucht) kann ich das Zurücktreten der Kohlenbanden im Spektrum der Kanalstrahlen aus meinen neueren Untersuchungen bestätigen; ich habe dabei immer nur das Linienspektrum des Wasserstoffs gesehen, nicht, wie Herr Wüllner, auch noch zum Teil Kohlenstoffbanden. Derartige Erscheinungen haben mich zu der Vermutung geführt, dass die Kanalstrahlen eine zersetzende Wirkung haben. Dazu stimmt ihre Wirkung auf manche feste Körper; sie zersetzen die Glaswand, resp. das in ihr enthaltene Chlornatrium, indem sie das gelbe Licht und das Spektrum des Natrium hervortreten lassen. In einem Vortrag im Verein für Förderung der Photographie habe ich 1896 hierüber gesprochen (s. Photogr. Mitteilungen Bd. 32, 351). Überhaupt ist mir in den letzten Jahren ein weitgehender Parallelismus in der Wirkung der verschiedenen Arten von Kathodenstrahlen auf Gasteilchen und auf feste Körper entgegengetreten.

Dass die Kanalstrahlen in Luft und Stickstoff gelb oder, wie Herr Wüllner sagte, braun seien, ist keine ganz genaue Angabe. Es giebt nämlich zwei Formen der Kanalstrahlen, die zu einander in demselben Verhältnis stehen wie die magnetisch ablenkbaren Kathodenstrahlen der zweiten Schicht des Kathodenlichts zu den aus ihnen durch Diffusion entstehenden Strahlen der dritten Schicht oder des „Glimmlichts". Die Kanalstrahlen werden in analoger Weise an den Gasteilchen diffundiert. Die diffundierten, nach allen Seiten sich ausbreitenden Kanalstrahlen in Luft und Stickstoff nun sind goldgelb und erscheinen bei geringer Lichtstärke bräunlich. Die noch nicht diffundierten, in engen Bündeln sich fortpflanzenden Kanalstrahlen aber haben bei diesen Gasen bläuliche Farbe. — Für die weitere Untersuchung der Kanalstrahlen empfehle ich den Wasserstoff als Medium; sie treten in ihm in vorzüglicher Weise hervor, weil sie bei geeigneten Gasdichten viel heller sind als das übrige Kathodenlicht. Das geht so weit, dass man von den für Kanalstrahlen sonst gebrauchten, das Röhrenlumen sperrenden, eng durchbohrten Kathoden dann absehen kann. Man formt aus Aluminiumblech einen kleinen Cylinder von 1—4 mm Weite und etwa 1 cm Länge und hängt ihn als Kathode im Wasserstoff auf. Aus den Öffnungen des Cylinders treten dann helle rosa Bündel von Kanalstrahlen aus, gegen die das übrige Kathodenlicht zurückbleibt. — Da die Kanalstrahlen bisher im allgemeinen durch die Abwesenheit gewisser Eigenschaften (z. B. der magnetischen Ablenkbarkeit) charakterisiert wurden, so darf ich vielleicht auch einige positive Merkmale derselben hier erwähnen. Die Kanalstrahlen greifen die Kathode (hierbei zweckmässig kleinflächig zu wählen) an denjenigen Stellen, in denen sie mit maximaler Intensität entspringen, merklich an. Diese Stellen sind bedingt durch den Umriss der Kathode; bei einer polygonalen Kathode z. B. sind es die grossen Radien. Durch die Emission der Kanalstrahlen stellen sich diese Radien als Furchen dar auch an Stahl- und Nickelkathoden. — Ferner zeigen die Kanalstrahlen zu derjenigen Ablagerung des Kathodenmetalls auf den Wänden, die durch Zerstiebung erfolgt und lange bekannt ist, ein antagonistisches Verhalten: da, wo kräftige, mit anderem Kathodenlicht gemischte Kanalstrahlenbündel auf die Wand fallen, ist entweder gar kein oder verhältnismässig sehr wenig Metallniederschlag abgelagert. Lässt man das Kanalstrahlenbündel auf einen schon gebildeten Metallniederschlag fallen, so entsteht eine Lücke, indem da, wo die Kanalstrahlen auftreffen, der Niederschlag wieder verschwindet. —

Die Kanalstrahlen, die von einem bestimmten Punkte ausgehen, breiten sich im allgemeinen in fast genau entgegengesetzter Richtung aus, wie die gewöhnlichen, magnetisch ablenkbaren Kathodenstrahlen, die von demselben Punkte ausgehen. 1881 habe ich mitgeteilt (Monatsber. der Berl. Akademie 1881 S. 78; Wied. Ann. Bd. 15 S. 254), dass ebene oder regelmässig gekrümmte Kathoden von regelmässigem Umriss im Phosphorescenzlicht der Gefässwand Figuren von regelmässiger Gestalt erzeugen. Z. B. bildet bei einer dreieckigen Kathode das Phosphorescenzlicht einen dreistrahligen Stern, bei einer fünfeckigen einen Stern von fünf Strahlen, und zwar kreuzen die Sternstrahlen bei regulären Polygonen perspektivisch die Mitten der Polygonseiten. Diese Phosphorescenzfiguren bedeuten, dass von den Randteilen der Kathoden phosphorescenzerregende Strahlen ausgehen, welche gegen die Achse der Kathode stark schräg nach aussen gerichtet sind. Entgegengesetzt ist das Verhalten der Kanalstrahlen; ihren Verlauf kann man, wenn sie in Wasserstoff erzeugt werden, direkt verfolgen. Man sieht dann, dass das Kanalstrahlenlicht bei

1) Sitzungsber. d. Berl. Akad. d. Wissensch. 1886, S. 691; Wied. Ann. 64, S. 38, 1898.

regelmässig geformten Kathoden ebenfalls regelmässige Figuren bildet; aber die Strahlen, die diese Figuren erzeugen, breiten sich von der Kathode zunächst nicht nach aussen aus, sondern sie streichen nach innen über die Kathodenfläche hin und dann erst über sie hinaus. Ist die Kathode z. B. ein reguläres Fünfeck (Fig. 1), so bilden die gewöhnlichen phosphores-

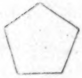


Fig. 1.

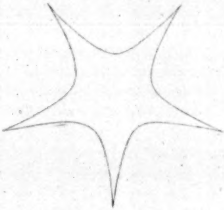


Fig. 2.

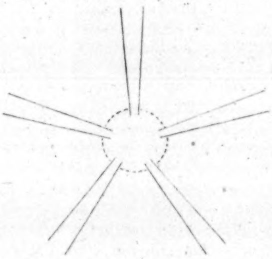


Fig. 3.

cenzerregenden Kathodenstrahlen eine Sternfigur (Fig. 2), deren Strahlen die Mitten der Polygonseiten kreuzen; die Kanalstrahlen aber bilden einen Stern (Fig. 3), dessen Strahlen wie die Halbierungslinien der Winkel gerichtet sind. Hat man eine Kathode von der Form Fig. 4, eine Kreisfläche, die rechts durch zwei Sehnen abgestumpft ist, so gehen in den phosphorescenzerregenden gewöhnlichen Kathodenstrahlen entsprechend zwei Helligkeitsmaxima (*aa*) nach rechts (Fig. 5); in den Kanalstrahlen

Fig. 4.

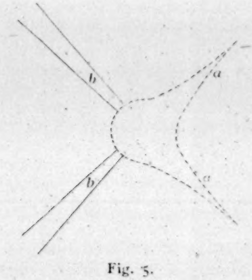


Fig. 5.

aber treten die von den Abstumpfungen erzeugten Maxima (*bb*) der linken Seite hervor.

Ebert (München). Ein Schüler von mir, Paul Ewers, dessen gekürzte Dissertation in Wiedem. Ann. erschienen ist, hat systematisch die Ausbreitung der Kanal- und Kathodenstrahlen in verschiedenen Gasen untersucht. Als Mass dieser Ausbreitung diente die Quantität positiver oder negativer Elektricität, die auf eine in bestimmter Entfernung befindliche Elektrode übertragen wird. Es zeigte sich dabei ein Zusammenhang mit der mittleren freien Weglänge der Moleküle. Also müssen in der That bei Wasserstoff mit der grössten Weglänge die genannten Strahlen am schnellsten sich entwickeln. Ewers hat ferner eine ganze Reihe von Netzkathoden untersucht, Eisen, Platin u. s. w., und da zeigte sich eine völlige Unabhängigkeit von dem Material. Es wird Material von den Elektroden fortgeschleudert; das leuchtet aber nicht, sondern die getroffenen, zersplitterten Gasionen sind die leuchtenden.

L. Fomm (München), Elektrische Abbildungen.

Bedeckt man nach W. Holtz (1880) eine metallische Scheibe mit einem Seidentuch, stellt ihr in einer Entfernung von wenigen Centimetern eine leitende Spitze gegenüber und verbindet die Scheibe mit dem positiven, die Spitze mit dem negativen Pole einer Influenzmaschine, so bedeckt sich die Scheibe innerhalb eines Kreises mit schwachleuchtendem, nur im Dunkeln bemerkbarem Glimmlichte.

Ersetzt man die metallische Scheibe durch eine solche von Holz, so kann man in dem blauen Glimmen deutlich die Struktur des Holzes ausgeprägt sehen, namentlich wenn man das Seidentuch vorher schwach mit Öl getränkt hat. Die Jahresringe deuten sich in dem Strukturbilde durch intensiveres Leuchten an.

Da das Glimmlicht photographisch wirksame Strahlen enthält, so kann man leicht diese Strukturbilder festhalten. Dies geschieht folgendermassen.

Die mit Glaspapier fein geschliffene, sehr trockene Holzplatte, von der man ein Abbild gewinnen will, wird auf ein zur Erde abgeleitetes Staniolblatt gelegt und mit hochempfindlichem photographischen Papier (z. B. Eastmanpaper), die Schichtseite der abzubildenden Fläche

zugekehrt, bedeckt. Über dem Ganzen befindet sich in einer Entfernung von ungefähr 5 cm eine metallische Spitze. Diese wird mit Vorteil mit dem negativen Pole einer Influenzmaschine verbunden, während der positive Pol zur Erde abgeleitet ist, da das kleine negative Büschel, das an der Spitze auftrifft, weniger das lichtempfindliche Papier als Nebenlicht beeinflusst, als es die grossen positiven Büschel thun würden. Nach einer Minute ist bei einer kleinen, nach 10 Sekunden bei einer grösseren einfachen Influenzmaschine das Papier genügend exponiert, um ein kräftiges Bild beim Entwickeln zu liefern. Beistehende Figur 1 ist ein auf diese Weise elektrophotographisch hergestelltes Bild. Man sieht die Jahresringe deutlich abgebildet.

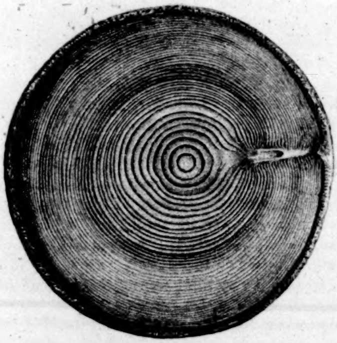


Fig. 1.

Der physikalische Vorgang ist dabei folgender: Das photographische Papier wird durch die aus der Spitze strömende Elektricität negativ geladen. Zwischen dem Papier und der Holzplatte befindet sich eine dünne Luftschicht, die luminescierend wird, und zwar mit blauem, photographisch wirksamem Lichte. Diese elektrische Entladungerscheinung ist nicht an allen Stellen des Holzes gleich kräftig; an den Jahresringen ist sie am bedeutendsten und deshalb leuchtet die Luft hier stärker, als an anderen Stellen, was sich im photographischen Bilde ausprägt.

Figur 2 stellt das auf gewöhnlichem photographischen Wege erhaltene Bild desselben Holzschnittes dar. Die Ähnlichkeit der beiden Bilder ist nur eine zufällige. Thatsächlich hat das elektrophotographische Bild mit dem optischen Charakter der Oberfläche des Holzes gar nichts zu thun, sondern es gelangt nur der stoffliche Charakter des Holzes zum Ausdruck. Dies zeigt sich am deutlichsten durch folgenden Versuch.

Bekanntlich laufen vom Kern des Baumes aus radiale Strahlen, die sogenannten Markstrahlen, welche sich durch einen gewissen Glanz, den sogenannten Spiegel, auszeichnen. Bei Eichen- und Buchenholz zeigen sich diese Strahlen besonders schön. Stellen wir uns sogenannte Hirnschnitte aus diesen Hölzern her, so erscheinen die Jahresringe bei beiden dunkel, die Markstrahlen dagegen hell für das Auge.

Anders gestaltet sich das elektrophotographische Bild. Bei beiden Holzarten sind die Jahresringe dunkel; dagegen sind die Mark-

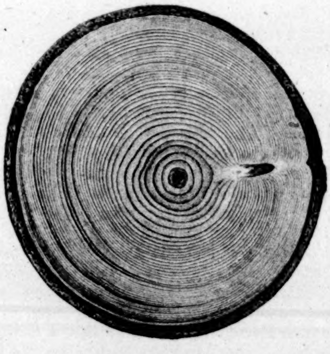


Fig. 2.

strahlen bei Eichenholz hell, bei Buchenholz dunkel abgebildet. Mikroskopische Schnitte lehren uns, dass die Markstrahlen beim Eichenholz reich, beim Buchenholz arm an Stärkekörnern sind, ein Beweis, dass im elektrophotographischen Bilde nicht der optische Charakter, sondern die Eigenart des Holzes zum Ausdruck gelangt.

Die Eigentümlichkeiten des Holzes lassen sich auf elektrischem Wege auch noch in anderer Weise dauernd erhalten. Man legt auf die betreffende Holzplatte Papier und siebt während der elektrischen Einwirkung irgend ein feines Pulver, z. B. Mennige oder Graphit, darauf. Sofort erscheint ein Bild des Holzes.

(Eingegangen 6. Oktbr. 1899.)

(Selbstreferat des Vortragenden.)

Keine Discussion.

MARINE BIOLOGICAL LABORATORY
WOODS HOLE
LIBRARY
MASS.

BESPRECHUNGEN.

Grundriss der allgemeinen Chemie. Von W. Ostwald. Dritte, umgearbeitete Aufl. Leipzig, Engelmann, 1899. Preis 16 Mk.

Die vorliegende neue Auflage des bekannten Buches hat gegen ihre beiden Vorgänger eine durchgreifende Umgestaltung erfahren, die im wesentlichen darauf basiert, dass — wie dem Vorbericht zu entnehmen — nicht mehr die Existenzberechtigung der neuen Theorie zu verfechten, sondern vielmehr ein gedrängter Überblick dessen zu liefern war, was diese Theorien in dem ausserordentlich fruchtbaren Decennium ihres Bestehens an wissenschaftlichen Früchten gezeitigt haben.

Während demnach der Umfang des Buches erheblich zugenommen hat, ist die Einteilung des Stoffes dieselbe geblieben. In der Art der Behandlung tritt gegen früher ein deutliches Bestreben des Verfassers besonders in den Vordergrund, den Zusammenhang der Erscheinungen hypothesenfrei induktiv zu entwickeln, und erst nachher die Hypothese lediglich als ein Hilfsmittel der Anschauungen einzuführen. Der philosophisch gebildete Forscher erblickt in einer Theorie nie eine absolute Wahrheit, sondern nur ein Werkzeug, welches die Beherrschung der Erfahrungen gedächtnismässig erleichtert und, mehr noch, der experimentellen Forschung planvolle Wege weist, ein Werkzeug ferner, welches sich auch als unzulänglich herausstellen und durch ein besseres ersetzt werden kann. Von grösstem Wert ist deshalb für eine bleibend richtige Darstellung des Inhalts der Wissenschaft die strenge Scheidung des Thatsächlichen vom Theoretischen, wie sie im vorliegenden Buche sogar für die Gebiete der Atom- und Molekulartheorie durchgeführt worden ist, indem die Begriffe des „Verbindungs-" und des „Normalgewichts" die den Hypothesen entstammenden Atom- und Molekulargewichte ersetzen. Ob eine so weitgehende Vermeidung der hypothetischen Anschauungsbilder für die Lehrenden und Lernenden vorteilhaft ist, lässt sich objektiv nicht entscheiden, ebensowenig die mehrfach im Buch ausgesprochene Ansicht, als ob die erspriessliche Handhabung z. B. der Molekular- und Atomtheorie nicht mehr von langem Bestande sei. Es wäre dann für die Kontinuität der wissenschaftlichen Entwickelung jedenfalls notwendig, die alten unzureichenden Hypothesen durch bessere neue zu ersetzen, ehe die ersteren über Bord geworfen werden, da für die Forschung der Anhalt selbst an unzulängliche Anschauungen dem blinden Suchen vorzuziehen ist. Es ist ersichtlich, dass eine Darstellung der Wissenschaft, wie die vorliegende, in — sit venia verbo — gelockertem Hypothesengewande für eine später notwendig werdende Umkleidung in neue Hypothesen von grösstem Nutzen ist.

Von speciellen Neuerungen ist vor allem die Einführung einer neuen rationellen Wärmeeinheit hervorzuheben, nämlich des der Elektrik entlehnten „*Joule*" (j) resp. „*Kilojoule*" (J), welche gleich 10^7 resp. 10^{10} *Erg* für theoretische thermodynamische Berechnungen offenbar sehr bequem sind. Da $1\ J = 239.1\ Cal$ $1\ j = 0.2391\ Cal$ oder $1\ Cal = 4.183\ j$ ist, so liegt die Grössenordnung dieser Wärmeeinheit offenbar bequem und ihre theoretischen Vorzüge sind einleuchtend, auch schwankt ihre Definition nicht mit der Veränderlichkeit unserer Kenntnisse über die spezifische Wärme des Wassers, wenngleich andererseits wegen der Unumgänglichkeit des Wassers als Kalorimeterflüssigkeit die praktische Verwendung der Kalorie als Einheit schwerlich verschwinden wird. In dem thermochemischen Teile des Buches ist die neue Einheit konsequent durchgeführt, indem die Kalorien in J umgerechnet sind. Als allerdings theoretisch belangloser Nachteil der J-Einheit ist vielleicht die Einbusse des bequemen kalorischen Zahlenwertes der Gaskonstante in Kaloriemass $= 1.99$ oder 2 anzusehen, welche in Joulemass $= 8.31$ wird.

Eine grosse Erweiterung hat die Behandlung der chemischen Mechanik durch die Erörterung der heterogenen Gleichgewichte verschiedener Ordnung und des Phasengesetzes erfahren; desgleichen ist die Elektrochemie durch die Nernstschen Theorien über die Entstehung elektromotorischer Kräfte auf etwa ihren vierfachen Umfang gegen die erste Auflage angewachsen.

Von Corrigendis ist dem Ref. nur S. 211 aufgefallen, dass die von Raoult empirisch gefundene Gefrierkonstante des Wassers nicht 1890, sondern in völliger Übereinstimmung mit dem theoretischen Werte 1850 ist; das Versehen rührt wohl daher, dass früher von van t'Hoff mittels ungenauer R- und w-Werte im Gegenteil der theoretische Wert zu 1890 berechnet worden war.

Dem Physiker, der sich auf dem Gebiete der physikalischen Chemie orientieren will, wird der Grundriss in seiner neuen Gestalt ein wertvoller Berater sein, dessen fesselnder Belehrung es nicht leicht ist, sich zu entziehen.

R. Abegg.

Für die Redaktion verantwortlich Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.